

В. ТЕТЬОРКІН, З. ЦИБРІЙ, В. СЛІПОКУРОВ,
А. ЄВМЕНОВА, К. АНДРЕЄВА, О. КОСУЛЯ

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
(Просп. Науки, 41, Київ 03028)

МОДЕЛЮВАННЯ МЕХАНІЗМІВ ТРАНСПОРТУ НОСІЇВ ЗАРЯДУ В HgCdTe ТА InSb ФОТОДІОДАХ НА ДІЛЯНКУ СПЕКТРА 3–5 мкм

УДК 539

Важливою проблемою для HgCdTe та InSb фотодіодів є надлишковий темновий струм, який домінує при робочих напругах зворотного зміщення і перевищує генераційно-рекомбінаційний струм в області просторового заряду (ОПЗ). Як правило, надлишковий струм має об'ємну та поверхневу складову і зумовлює низькочастотний шум $1/f$ -типу, який впливає на ампер-ватну чутливість та виявлювальну здатність фотодіодів. У більшості виконаних досліджень відзначається тунельна природа надлишкового струму і зв'язок з технологією виготовлення вихідних матеріалів та фотодіодів. З використанням теоретичних моделей виконано розрахунки темнового струму, які співставлені з експериментальними результатами, отриманими із досліджень фотодіодів на основі епітаксійних плівок $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \sim 0,3$) та монокристалів $n\text{-InSb}$. Зроблено висновки про те, що структура чутливої області у фотодіодах, виготовлених методами іонної імплантації та дифузії, більш складна, ніж у існуючих моделях, тому останні можна використати як перше наближення для якісного і кількісного пояснення експериментальних результатів.

Ключові слова: ІЧ фотодіоди, HgCdTe, InSb, механізми транспорту носіїв заряду, моделювання темнового струму.

1. Вступ

HgCdTe та InSb фотодіоди, поряд з фоторезисторами PbS, PbSe, піроприймачами, болометричними приладами та квантовими надгратками, широко використовуються для реєстрації інфрачервоного (ІЧ) випромінювання у спектральному діапазоні 3–5 мкм [1, 2, 3]. Як у випадку одиночних фотодіодів, так і багатoelementних матриць, існує проблема ідентифікації надлишкових струмів, пов'язаних з дефектами у вихідних матеріалів, так і дефектів, які утворились у процесі їх виготовлення. Актуальною проблемою зменшення рівня поверхневих струмів у фотодіодах є пасивація і захист їх поверхні. У фотодіодах з асиметричною

структурою чутливої області (n^+-p або p^+-n типу для HgCdTe та InSb фотодіодів, відповідно) у пасивуючому покритті може бути вбудований заряд лише однієї полярності, який забезпечує збіднений основними носіями вигин зон в ОПЗ. Проте, при їх виготовленні методами дифузії або іонної імплантації, легування може бути симетричним, тому використання одного і того самого пасивуючого покриття для p - та n -області переходу є проблематичним і потребує окремого аналізу та досліджень. Важливою проблемою технології HgCdTe фотодіодів є висока концентрація дислокацій на гетеромежі між підкладкою CdTe (або CdZnTe) та епітаксійним шаром HgCdTe, незважаючи на узгодження постійних ґраток [4]. У подальшому такі дефекти стають джерелом надлишкового струму в p - n -переходах, тому параметри фотодіодів в значній мірі залежать від технології їх виготовлення [5]. Актуальною проблемою є також з'ясування природи шунтуючого опору p - n -переходів, який може бути зумовлений поверхневими і об'ємними дефектами, наприклад, дислокаціями, які перетинають ОПЗ. Незважаючи на те, що існуючі тео-

Цитування: Тетьоркін В., Цибрій З., Сліпокуров В., Євменова А., Андреева К., Косуля О. Моделювання механізмів транспорту носіїв заряду в HgCdTe та InSb фотодіодах на ділянку спектра 3–5 мкм. *Укр. фіз. журн.* **70**, № 1, 56 (2025).

© Видавець ВД “Академперіодика” НАН України, 2024. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

ретичні моделі переносу заряду суттєво спрощені, їх аналіз дозволяє висвітлити проблеми, які існують у реальних p - n переходах. Тому метою роботи є аналіз вищезазначених проблемних питань та їх можливих рішень стосовно HgCdTe та InSb фотодіодів.

2. Зразки і експериментальні методики

Монокристалічні плівки $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \approx 0,3$) вирошувались методом рідкофазної епітаксії на підкладках $\text{Cd}_{1-y}\text{Zn}_y\text{Te}$ ($y \approx 0,04$) зі збагаченого Te розплаву [6]. Товщина епітаксійних шарів HgCdTe була порядку 15–20 мкм. Плівки p -типу провідності характеризувались за вимірюваннями ефекту Холла концентрацією носіїв $N_p(77\text{ K}) = (1-3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ та рухливістю $\mu_p = 405 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Контроль хімічного складу x у епітаксійних шарах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ перед процесом виготовлення фотодіодів здійснювався за допомогою ІЧ Фур'є спектроскопії і варіації x не перевищували $\Delta x \leq 0,001$. Планарні n - p -переходи формувались шляхом імплантації іонів В^+ в епітаксійні шари HgCdTe з енергіями 80–100 кеВ та дозами $(2-3) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Вимірювання електрофізичних параметрів зразків після імплантації показало, що опромінення іонами В^+ призвело до конверсії типу провідності з p - на n - із утворенням високолегованого n^+ -шару на поверхні матеріалу внаслідок генерації радіаційних дефектів. Холлівська концентрація електронів при цьому становила $N_e(77\text{ K}) = 8,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а рухливість $\mu_p = 2,3 \cdot 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. При вказаних режимах імплантації профіль розподілу впроваджених іонів бору мав гаусовий вигляд із максимумом при 365 нм. Стандартні фотолітографічні процеси були застосовані для формування заданої топології багатоеlementної структури з розміром чутливого елемента $50 \times 50 \text{ мкм}^2$. Хімічні обробки в ході технологічного процесу виготовлення HgCdTe ІЧ фотодіодів проводились з використанням бромвмісних травників. Двошарові Мо/Іп металічні контакти формувались методами магнетронного та термічного напилювання при кімнатній температурі.

Дифузію Cd у монокристалічні підкладки n -InSb здійснювали трьома способами – ізотермічним, двотемпературним та комбінованим [7]. Кращі результати були отримані для комбінованого методу, який реалізовувався у два етапи. На

першому етапі проводилась дифузія кадмію при температурі 380 °С упродовж 1,5 год. На другому етапі відбувався термовідпал зразків у кварцових вакуумованих ампулах при температурі 420 °С упродовж трьох годин при відсутності дифузанта в ампулі. У ампулу додатково вводили певну кількість подрібненого Sb, призначеного для створення у вільному об'ємі насиченої пари Sb для уникнення його перевипаровування з поверхні підкладки. Глибина p - n -переходу визначалась за зміною сигналу термоерс при пошаровому травленні легованого шару на стадії виготовлення мезаструктури. Середня концентрація дірок у легованому шарі товщиною 0,5 мкм становила $(7-10) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при 77 К і визначалась з вимірювань диференціального ефекту Холла до та після дифузії домішки. Формування мезаструктури площею $A = 10^{-2}-10^{-3} \text{ см}^2$ здійснювалось з використанням бромвмісного протравлювача, після чого вона пасивувалась у водному або спиртовому розчині Na_2S . Захист поверхні здійснювався нанесенням полікристалічного шару CdTe. Пасивація та захист поверхні у HgCdTe та InSb фотодіодах детально описані у роботі [8]. Як контакт до p -InSb використано сплав In–Zn з трипроцентним вмістом цинку у сплаві, до n -InSb використано чистий In.

3. Моделювання механізмів переносу заряду в InSb та HgCdTe фотодіодах

Оскільки граничні параметри та характеристики фотодіодів у значній мірі визначаються рівнем темнового струму, вивченню механізмів переносу заряду була приділена значна увага [1, 9]. У загальному випадку темновий струм фотодіода зумовлений процесами генерації і тунелювання носіїв заряду в об'ємі, ОПЗ та на поверхні напівпровідника і може бути представлений як сума дифузійного I_D , генераційно-рекомбінаційного I_{GR} , міжзонного тунельного $I_{ВТВ}$, генераційно-тунельного $I_{ТАТ}$ та шунтуючого струму I_{SH} :

$$I = I_D + I_{GR} + I_{ВТВ} + I_{ТАТ} + I_{SH}. \quad (1)$$

За виключенням дифузійного струму, інші складові в (1) можуть мати об'ємну і поверхневу складові. Оскільки кожна складова струму в формулі (1) має специфічну залежність від прикладеної напруги та температури, цей факт використовується для ідентифікації механізмів переносу носіїв заряду.

Згідно з Шоклі [10], в ідеальному p - n переході протікає дифузійний струм, зумовлений об'ємною генерацією носіїв, а вольт-амперна характеристика (ВАХ) описується формулою Шоклі $I = I_0[\exp(-qU/kT) - 1]$. При зворотному зміщенні крізь перехід протікає струм насичення I_0 , який не залежить від зміщення. Залежність I_0 від температури має активаційний характер, причому енергія активації ΔE близька до ширини забороненої зони E_g , оскільки $I_0(T) \sim n_i^2$ [11]. У відповідності з теорією Шоклі-Ріда-Холла (ШРХ), генерація і рекомбінація носіїв в ОПЗ відбувається через рівень у забороненій зоні і є найбільш ефективною для рівня поблизу її середини [12]. У цьому випадку ВАХ описується формулою $I = I_0[\exp(-qU/\beta kT) - 1]$, де коефіцієнт ідеальності $\beta \approx 2$. Для різкого p - n переходу генераційний струм $I_0 = qn_iWA/\tau_0$ збільшується пропорційно $U^{1/2}$ внаслідок розширення ОПЗ. Якщо знехтувати слабкою залежністю від температури ширини ОПЗ W і ефективного часу генерації τ_0 , енергія активації для генераційного струму становить приблизно $E_g/2$. На відміну від різких, плавні p - n переходи є кращим наближенням до реальних. Як правило, в іонно-імплантованих та дифузійних p - n переходах просторовий розподіл легуючої домішки описується функцією похибок, експоненціальним або лінійним розподілом легуючої домішки. У цьому випадку структура чутливої області p - n переходу може суттєво відрізнитись від різкого переходу. Експериментально формування переходів типу $p^+-p^--n^--n$ встановлено для InAs фотодіодів [13]. При цьому утворювалась компенсована область товщиною ~ 3 мкм, у якій концентрація носіїв заряду p^- та n^- була на порядок величини меншою, ніж у вихідному матеріалі n -типу провідності. Лінійний розподіл концентрації легуючої домішки у дифузійних InSb фотодіодах встановлений із досліджень бар'єрної ємності [14]. Про утворення структур типу $n^+-n^--p^--n$ та n^+-p^--n у довгохвильових HgCdTe фотодіодах повідомлялось у роботах, виготовлених методом іонної імплантації [15, 16]. Концентрація дірок у компенсованій області приблизно на два порядки менша у порівнянні з концентрацією $\sim 10^{16}$ см $^{-3}$ у вихідних епітаксійних плівках. Генераційний струм у плавному переході змінюється за степеневим законом $I_0 \sim U^{1/3}$, а його температурна залежність така сама, як у різкому переході.

Для розрахунку міжзонного тунельного струму використовується формула для трикутного бар'єра [11]:

$$I_{\text{ВТВ}} = \frac{\sqrt{m} q^3 F U A}{4\pi^2 \hbar^2 E_g^{1/2}} \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m} E_g^{3/2}}{3q\hbar F} \right], \quad (2)$$

де $1/m = 1/m_e + 1/m_{lh}$ – ефективна маса тунелювання, m_e і m_{lh} – ефективні маси електрона та легкої дірки, F – напруженість електричного поля у переході, U – прикладена напруга, A – площа переходу. Тунельна прозорість для параболічного бар'єра (вираз під експонентою) відрізняється лише числовим множником. Якщо форма потенціального бар'єра в переході мало впливає на міжзонний тунельний струм [17], флуктуації електричного поля, зумовлені нерівномірним розподілом легуючої домішки, можуть мати критичний вплив. Причиною цього є експоненціальна залежність тунельної прозорості бар'єра від електричного поля, яке створюється домішками [18]. Напруга тунельного пробію характеризує ступінь неоднорідності переходу, тобто його якість. Як правило, у неоднорідних переходах її величина менша у порівнянні з однорідними і змінюється від зразка до зразка.

При прямих та зворотних напругах зміщення $\sim kT/q$ темновий струм лінійно залежить від напруги і на еквівалентній схемі фотодіода представляється як шунтуючий опір R_{Sh} , струм через який описується законом Ома $I_{\text{Sh}} = U/R_{\text{Sh}}$ [19]. Шунтуючий опір визначає величину динамічного опору фотодіода при нульовому зміщенні, а отже його виявлювальну здатність. Експериментально R_{Sh} визначають за максимальним значенням похідної dU/dI як функції напруги зміщення U . Природа шунтуючого струму остаточно не встановлена, проте вважається, що, в основному, він виникає внаслідок поверхневого струму витоку, а також дислокацій, які перетинають ОПЗ p - n переходу. Струм витоку зумовлений процесом теплової генерації і рекомбінації носіїв за участю поверхневих дефектів, тоді як дислокаційний струм має тунельну природу [20].

3.1. Генераційно-тунельний струм за участю пасток

Модель генераційно-тунельного струму за участю пасток (trap-assisted tunneling current, у подальшому ТАТ струм) була розроблена для пояснення

“м’якого” пробою у довгохвильових фотодіодах на основі твердих розчинів $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \approx 0,2$) [17, 21]. Передбачається, що у забороненій зоні існують рівні пасток, через які відбувається теплова та тунельна генерація електрон-діркових пар в ОПЗ. Пастка, на відміну від рекомбінаційного дефекту ШРХ, відрізняється значно більшим коефіцієнтом захоплення неосновних носіїв у порівнянні з основними. У випадку HgCdTe p -типу провідності типові значення відношення коефіцієнтів захоплення електронів та дірок $C_n/C_p \approx 10^2$ [22]. Генерація носіїв розглядається як двоетапний перехід електрона із валентної зони на рівень пастки E_t , за яким відбувається перехід у зону провідності. Згідно зі статистикою ШРХ, темп теплової генерації дірок та електронів становить $C_p p_1$ та $C_n n_1$, відповідно, де $n_1 = N_c \exp(-E_t/kT)$, $p_1 = N_v \exp[-(E_g - E_t)/kT]$, N_c та N_v – ефективні густини станів у зоні провідності та валентній зоні. Зауважимо, що для обох напівпровідників N_v і $C_p p_1$ визначають важкі дірки, ефективна маса яких у HgCdTe становить $m_{hh} = 0,55m_0$ [1]. Темп генерації дірок $\omega_v N_v$ та електронів $\omega_c N_c$ за рахунок тунельних переходів “зона-пастка” визначається рівняннями [17, 21, 23]

$$\omega_v N_v = \frac{\pi^2 q m_{lh} F M^2}{h^3 (E_g - E_t)} \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m_{lh}}(E_g - E_t)^{3/2}}{3q\hbar F} \right], \quad (3)$$

$$\omega_c N_c = \frac{\pi^2 q m_e F M^2}{h^3 E_t} \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m_e} E_t^{3/2}}{3q\hbar F} \right], \quad (4)$$

у яких енергія пастки E_t відраховується від дна зони провідності. Суттєва відмінність між темпом теплової та тунельної генерації полягає у тому, що останній експоненціально залежить від прикладеного зміщення і може змінюватись у широких межах. Матричний елемент M для тунельного переходу “зона-пастка” розраховується за формулою [23]:

$$M = \frac{2\hbar^2 \sqrt{2\pi}}{m_0} \left(\frac{2m_0}{\hbar^2} \right)^{1/4} \frac{E_g}{E_t^{1/4}}, \quad (5)$$

де m_0 – маса вільного електрона. У загальному випадку генераційно-тунельний струм зворотно зміщеного переходу описується рівнянням [1]:

$$I_{\text{TAT}} = \frac{qW N_t A}{\frac{1}{\omega_v N_v + C_p p_1} + \frac{1}{\omega_c N_c + C_n n_1}}, \quad (6)$$

де N_t – концентрація глибоких центрів, що беруть участь у тунелюванні, W – ширина ОПЗ, A – площа p - n переходу. Оскільки у валентній зоні HgCdTe та InSb є легкі і важкі дірки, у виразах (3) та (4) використовуються ефективні маси m_e , m_{lh} електронів та легких дірок, які вважаються однаковими. Внеском важких дірок у тунельний струм, як правило, нехтують внаслідок низької ймовірності тунелювання.

Для аналізу механізмів транспорту носіїв у довгохвильових ($\lambda = 8\text{--}12$ мкм) фотодіодах HgCdTe n^+ - p типу було розроблено декілька моделей. Найбільш часто застосовувалась модель одного рівня, який знаходиться поблизу середини забороненої зони [24]. У цьому випадку $\omega_c N_c = \omega_v N_v$, тому тунельний процес найбільш ймовірний.

Автори роботи [25] розглянули три можливі механізми ТАТ струму у довгохвильових HgCdTe фотодіодах при великому зворотному зміщенні, коли край валентної зони в p -частині переходу знаходиться над краєм зони провідності в n -частині. Чисто тунельна складова переважає для рівня поблизу середини забороненої зони, якщо тепловою генерацією носіїв можна знехтувати (наприклад, при низьких температурах). Якщо рівень зміщений від середини забороненої зони, ТАТ струм має тунельну та теплову складові. Для рівня у нижній половині забороненої зони на першому етапі електрони із валентної зони переходять на рівень пасток шляхом тунельних переходів, після чого відбувається активаційний перехід у зону провідності. У цьому випадку темп тунельної генерації струму переважає над тепловим. Для рівня у верхній половині забороненої зони послідовність переходів протилежна – активаційний перехід із валентної зони на рівень і тунельний перехід у зону провідності. У цьому випадку переважає темп теплової генерації. Очевидно, що при близьких значеннях темпів теплової та тунельної генерації, необхідно правильно оцінити їх парціальні внески в загальний струм p - n переходу.

Детальний аналіз умов, за яких реалізується теплова і тунельна генерація у довгохвильових HgCdTe фотодіодах, зроблений у роботі [26]. В залежності від можливих типів теплових та тунельних переходів автори виділяють чотири групи пасток (позначених a, b, c та d): пастки групи (a) обмінюються носіями з валентною зоною за рахунок теплових переходів, а із зоною провідності

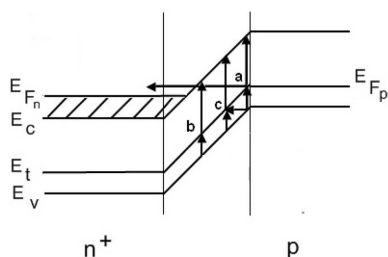


Рис. 1. Енергетична зонна діаграма n^+ - p переходу при невеликому зворотному зміщенні. Вертикальними та горизонтальними стрілками показані можливі теплові та тунельні переходи для трьох груп носіїв (a, b і c) [20]

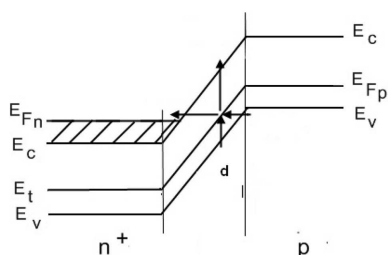


Рис. 2. Енергетична зонна діаграма n^+ - p переходу при великих зворотних зміщеннях. Для носіїв групи (d) можливі прямі тунельні переходи із валентної зони у зону провідності

за рахунок теплових і тунельних переходів; для пасток групи (b) реалізуються лише теплові переходи, як у теорії ШРХ; для пасток групи (c) обмін з валентною зоною відбувається за рахунок теплових і тунельних переходів, а із зоною провідності за рахунок теплових переходів; для пасток групи (d) можливі всі типи теплових і тунельних переходів.

Крім моделей з одиночним рівнем пасток, розроблялись також моделі з декількома рівнями. Зокрема, для моделі двох рівнів, які лежать у нижній та верхній половині забороненої зони на відстанях $1/3E_g$ та $2/3E_g$ від краю валентної зони, було отримано задовільне співпадіння експериментальних та теоретичних значень темнового струму у широкому інтервалі температур (30–120 K) та напруги зміщення $U \leq 1,5$ В [27].

Модель ТАТ струму, яка відрізняється від моделей з одиночними рівнями, була розроблена Неміровські із співавторами [22]. Модель характеризується такими особливостями: потенціальний бар'єр має трикутну форму; просторовий розподіл пасток в ОПЗ рівномірний; енергетичні рівні пасток рівномірно розподілені по забороненій зоні; найбіль-

ший внесок в тунельний струм дають пастки, енергетичний рівень яких E_t близький або співпадає з рівнем Фермі E_F . Остання особливість є принциповою, оскільки зумовлює залежність генераційно-тунельного струму від концентрації носіїв заряду та температури, відмінну від міжзонного. Вважається, що перехід електрона із валентної зони на рівень пастки є тепловим, тоді як наступний перехід у зону провідності відбувається за рахунок тунелювання. Відповідні темпи генерації у формулі (6) визначаються складовими $C_p p_1$ та $\omega_c N_c$. Описані моделі були використані для аналізу експериментальних результатів в HgCdTe фотодіодах.

3.2. Моделі зонної діаграми HgCdTe фотодіодів

Для виготовлення HgCdTe фотодіодів використовувались епітаксійні плівки з концентрацією дірок $p = (1-3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при температурі 77 K. Цим значенням концентрації відповідає положення рівня Фермі над краєм валентної зони на відстані $E_F - E_v = 40-50$ меВ. В імплантованому шарі концентрація електронів становила $\sim 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що відповідає положенню рівня Фермі над дном зони провідності на відстані $E_F - E_c \approx 30$ меВ. Енергетичні зонні діаграми для різкого n^+ - p переходу у випадку невеликого і великого зворотного зміщення показані на рис. 1 та 2. У першому випадку перехід електрона із валентної зони у зону провідності можливий лише за участю теплового та тунельного переходу. При великих зміщеннях можливі прямі тунельні переходи електрона із валентної зони в зону провідності, рис. 2. При виродженні необхідно врахувати зсув Бурштейна-Мосса $E_F - E_c$, тому прямий тунельний перехід можливий для більшого зворотного зміщення. При побудові зонних діаграм вважалось, що рівень тунелювання знаходиться поблизу рівня Фермі, $E_t \approx E_F$. Згідно з статистикою Фермі-Дірака, у стані термодинамічної рівноваги він заповнений приблизно наполовину.

Темп генерації для вказаних груп носіїв наведено в роботі [20]. У загальному випадку (для пасток групи (d)) він записується як

$$U = N_t (C_n C_p (np - n_i^2) + \omega_c N_c \omega_v N_v + C_n n_1 \omega_v N_v + C_p p_1 \omega_c N_c) / (C_n n_1 + C_p p_1 + \omega_c N_c + \omega_v N_v). \quad (7)$$

Вираз (7) можна спростити для трьох інших груп носіїв. Наприклад, для рівня пасток поблизу ва-

лентної зони виконуються умови $n_1 \ll p_1$, $C_n n_1 \ll \ll C_p p_1$, $\omega_c N_c \ll \omega_v N_v$. Вважаємо також, що для коефіцієнтів захоплення виконується умова $C_n/C_p \gg 1$, як у випадку довгохвильових HgCdTe фотодіодів [22]. Зокрема, для групи (а) при малих зміщеннях темп генерації становить

$$U_a = N_t \frac{C_p p_1 \omega_c N_c}{C_p p_1 + \omega_c N_c}, \quad (8)$$

Для ТАТ струму можна записати

$$I_{\text{ТАТ}} = q N_t \frac{C_p p_1 \omega_c N_c}{C_p p_1 + \omega_c N_c} W A. \quad (9)$$

У формулах (7)–(9) N_t – концентрація пасток відповідної групи.

Результати розрахунків темпів генерації та ТАТ струму за формулами (3), (4) та (9) показані на рис. 3 та 4. Параметри зонного спектра для HgCdTe розраховувались за формулами, наведеними у Додатку. Звернемо увагу на те, що при малих та середніх зміщеннях зворотний струм обмежує темп тунельної генерації, оскільки $\omega_c N_c < C_p p_1$. При великих зміщеннях спостерігається тенденція до насичення струму внаслідок його обмеження тепловою генерацією. Крім того, ТАТ струм значно перевищує генераційний струм Шоклі $I_0 = q n_i W A / \tau_0$ внаслідок $p_1 \gg n_i$.

4. Експериментальні результати та їх обговорення

На рис. 5 показані типові ВАХ фотодіодів, виготовлених методом іонної імплантації бора в епітаксійну плівку $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0,287$) та дифузії Cd в монокристалічну підкладку $n\text{-InSb}$. Плавне зростання струму при помірних зворотних зміщеннях, так званий “м’який пробій”, зумовлене ТАТ механізмом переносу заряду.

На рис. 6 приведені зворотні ВАХ HgCdTe та InSb фотодіодів, побудовані у подвійних логарифмічних координатах, при температурі 77 К. На ВАХ можна виділити три характерні ділянки. При зміщенні $U \leq 10$ мВ спостерігається лінійна залежність струму від напруги. При збільшенні зміщення лінійна ділянка змінюється на сублінійну і апроксимується степенною залежністю $I \sim U^m$ з $m \approx 0,8$ та $m \approx 0,6$ для InSb та HgCdTe фотодіодів, відповідно. При зміщеннях $U > 250$ мВ та $U > 600$ мВ спостерігається експоненціальний

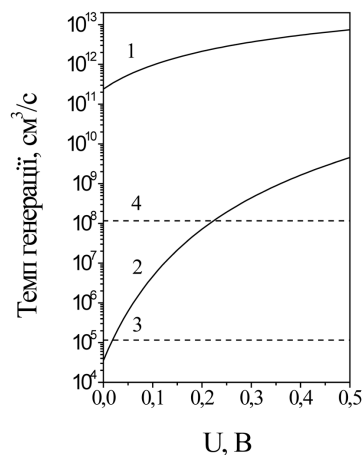


Рис. 3. Темп тунельної генерації дірок $\omega_v N_v$ (1) та електронів $\omega_c N_c$ (2) для рівня пасток $E_t - E_v = 0,28 E_g$. Темп теплової генерації розрахований для $C_p = 10^{-9}$ (3) та 10^{-6} см³/с (4)

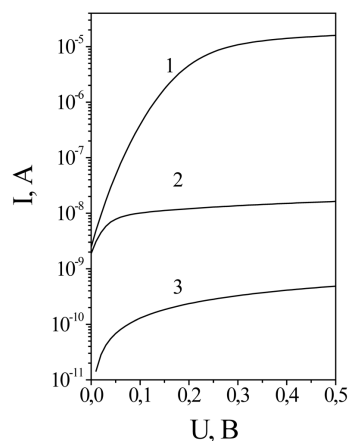


Рис. 4. Зворотні ВАХ, розраховані за формулою (9) для рівня $E_t - E_v = 0,28 E_g$, $C_p = 10^{-6}$ (1) та 10^{-9} (2) см³/с. Крива (3) – розрахунок генераційного струму по теорії [12] для рівня посередині забороненої зони

ріст зворотного струму для HgCdTe та InSb фотодіодів, відповідно. Зазначимо, що напруга зміщення, при якій починається ріст струму, залежала від технологічних режимів виготовлення фотодіодів обох типів.

На рис. 7 показані температурні залежності зворотного струму (залежності Арреніуса), отримані при фіксованому значенні зміщення $U = 10$ мВ. При температурі $T > 120$ К залежності лінеаризуються і за їх нахилом була визначена енергія активації для темного струму фотодіода ΔE .

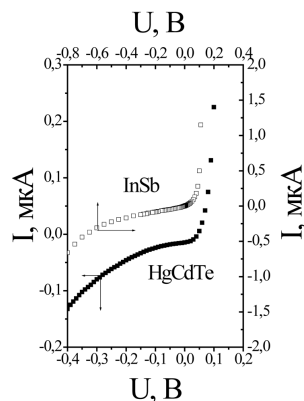


Рис. 5. ВАХ імплантованого HgCdTe та дифузійного InSb фотодіодів при температурі 77 К

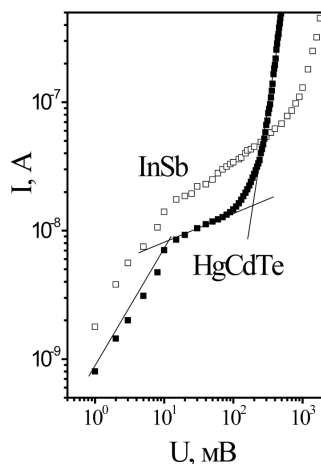


Рис. 6. Зворотні ВАХ у HgCdTe та InSb фотодіодах при 77 К. Прямі лінії апроксимують лінійну, сублінійну та експоненціальну залежності струму від напруги

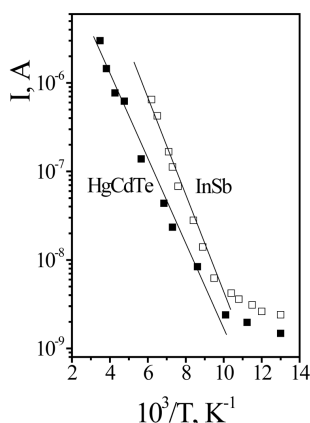


Рис. 7. Залежності Арреніуса для HgCdTe та InSb фотодіодів для зворотного струму при напрузі зміщення 10 мВ. Суцільні лінії проведені для усереднених даних

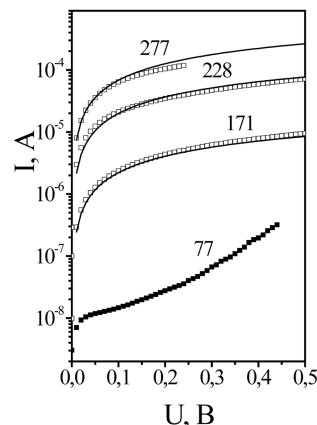


Рис. 8. Зворотні ВАХ HgCdTe фотодіода при різних температурах. Суцільні лінії – розрахунок генераційного струму для рівня посередині забороненої зони (див. текст). Цифри біля кривих означають температуру у градусах Кельвіна

Для HgCdTe $\Delta E = 110\text{--}120$ меВ, що приблизно відповідає половині ширини забороненої зони, тоді як для InSb фотодіодів $\Delta E \approx 130$ меВ [28]. Відхилення від залежностей Арреніуса при низьких температурах є типовим для ІЧ фотодіодів і пояснюється тунельним механізмом протікання струму [29].

Температурні залежності зворотних ВАХ для HgCdTe фотодіодів показані на рис. 8. При $T > 120$ К експериментальні ВАХ добре співпадають із розрахованими за формулою $I_0 = qn_i W A / \tau_0$ для $\tau_0 = 10^{-9}$ с, причому ефективний час генерації в ОПЗ використовувався як підгоночний параметр і не залежав від температури. Відзначимо, що у цьому випадку, згідно з теорією [12], теплова генерація носіїв відбувається за участю рекомбінаційних дефектів, рівні яких заходять поблизу середини забороненої зони.

При низьких температурах на ВАХ присутні дві ділянки – сублінійна при малих зміщеннях і надлінійна при зміщенні > 250 мВ. Очевидно, що перша ділянка зумовлена тепловою генерацією носіїв, тоді як друга тунельною. Подібна поведінка зворотних ВАХ характерна для InSb та InAs та довгохвильових HgCdTe фотодіодів [29, 30]. Струм при малих зміщеннях можна задовільно пояснити, якщо припустити, що в тепловій генерації приймають участь пастки групи (а), рис. 1. Показані на рис. 9 результати розрахунків отримані з використанням рівняння (9) для параметрів

$E_{t1} - E_v = 0,28E_g \approx 60$ меВ, $N_{t1} = 1 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $C_{p1} = 10^{-9}$ см³/с. Оскільки струм за участю пасток групи (b) та (c) обмежується тепловими переходами електрона із рівня пастки в зону провідності (рис. 1), темп яких $C_n n_1$ значно менший від темпу тунельних переходів $\omega_c N_c$, його внеском можна знехтувати. Відзначимо, що для вказаних параметрів темпи теплової та тунельної генерації близькі для зміщень $U < 20$ мВ. При більших зміщеннях ТАТ струм обмежений тепловою генерацією і зростає за рахунок розширення ОПЗ (див. рис. 3 та 4). Оскільки пояснити експериментальні ВАХ для моделі з одним рівнем неможливо, була використана модель двох рівнів у нижній та верхній половині забороненої зони. При зміщенні $U > 250$ мВ можливі чисто тунельні переходи із валентної зони у зону провідності через рівень у верхній половині забороненої зони, тому ТАТ струм можна розрахувати за формулою

$$I_{\text{ТАТ}} = qWN_tA \left(\frac{1}{\omega_v N_v} + \frac{1}{\omega_c N_c} \right)^{-1}. \quad (10)$$

Співпадіння з експериментальними результатами було отримано для енергії рівня $E_{t2} - E_v = 0,72E_g \approx 160$ меВ і концентрації пасток $N_{t2} \sim 10^{12}$ см⁻³. Ці значення корелюють з отриманими для моделі двох рівнів у довгохвильових HgCdTe фотодіодів [27].

Для пояснення ТАТ струму в InSb фотодіодах розроблена модель неоднорідного переходу [31, 32], в якій передбачається таке: тунельний струм визначається областями з підвищеною концентрацією дефектів, яка значно відрізняється від середньої, знайденої, з вимірювань бар'єрної ємності; найбільш ймовірною причиною виникнення неоднорідних областей з підвищеною концентрацією дефектів є дислокації, які перетинають ОПЗ; навколо дислокації існує так звана атмосфера Коттрелла, яка оточує її ядро на відстані декількох мікрометрів; дислокація, включаючи домішкову атмосферу, має ефективну площу перерізу 1 мкм²; загальна площа неоднорідних областей в p - n переході визначалась густиною дислокацій у вихідних монокристалах $\sim 10^4$ см⁻² і становила декілька процентів від площі p - n переходу A , тому їх внеском у бар'єрну ємність можна знехтувати. Електричне поле в неоднорідних областях значно перевищує середнє значення в однорідній частині пе-

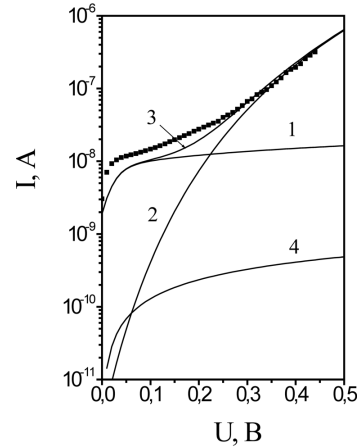


Рис. 9. Зворотна ВАХ HgCdTe фотодіода при $T = 77$ К. Суцільні криві – розрахунок ТАТ струму за формулами (9) та (10) для рівнів у нижній та верхній половині забороненої зони, а також сумарного струму (криві 1, 2 та 3, відповідно). Крива 4 – генераційний струм Шоклі для рівня посередині забороненої зони

реходу і зумовлює надлишковий ТАТ струм. Концентрацію дефектів у домішковій атмосфері дислокації визначали шляхом підгонки експериментальних і розрахункових ВАХ.

У розрахунках враховували, що в InSb за рекомбінацію нерівноважних носіїв відповідають рекомбінаційні дефекти ШРХ донорного типу, рівні яких знаходяться поблизу середини забороненої зони [33, 34]. У фотодіодах вони зумовлюють генераційний струм $I_0 = qn_iWA/\tau_0$, причому типові значення τ_0 становлять $\sim 10^{-8}$ с [1]. У роботі [35] показано, що в широкому інтервалі температур час життя нерівноважних електронів та дірок в n -InSb можна описати у рамках моделі з рівнем рекомбінації донорного типу посередині забороненої зони та рівнем пасток акцепторного типу, які виникають в результаті дифузії домішки Cd в матеріал n -типу провідності. Було висловлено припущення, що акцепторні пастки зв'язані з дислокаціями у ОПЗ переходу. Рівень пасток знаходиться на відстані ~ 70 меВ від дна зони провідності, а їх концентрація становить $\sim 10^{13}$ см⁻³. Про вплив акцепторних пасток на ТАТ струм у InSb фотодіодах в літературі поки що не повідомлялось.

Експериментальні та розраховані зворотні ВАХ показано на рис. 10. Розрахунки виконувались для переходу з лінійним розподілом концентрації домішки, оскільки бар'єрна ємність у дифузійних пере-

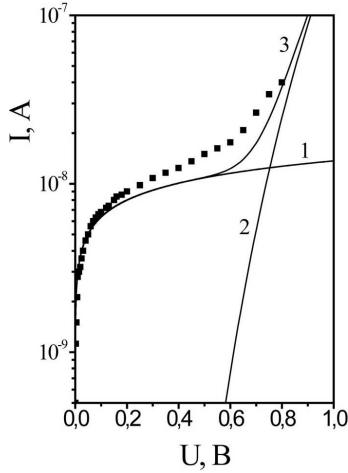


Рис. 10. Зворотна ВАХ InSb фотодіода при $T = 77$ К. Теоретичні ВАХ розраховані для генераційного струму Шоклі (крива 1), ТАТ струму за участю акцепторних пасток (крива 2) та їх суми (крива 3)

ходах спрямлялась у координатах $C^{-3} - U$. У формулах (3) та (4) використовувалось максимальне значення електричного поля у переході

$$F_{\max} = \frac{1,5(U_{bi} + U)}{W}, \quad (11)$$

де $U_{bi} = 0,7E_g$ – контактна різниця потенціалів, U – зворотне зміщення. Ширина ОПЗ становить

$$W = \frac{12\varepsilon\varepsilon_0(U_{bi} + U)}{qa}, \quad (12)$$

де a – градієнт концентрації домішки, $\varepsilon = 17,9$ – діелектрична проникливість InSb, ε_0 – електрична стала. За результатами вимірювань бар'єрної ємності встановлено, що градієнт концентрації домішки становить $\sim 10^{20} \text{ м}^{-4}$. Задовільне співпадіння отримано для моделі, у якій струм фотодіода є результатом теплової генерації в однорідній частині p - n переходу за участю рівнів посередині забороненої зони та тунельної генерації, зумовленої пастками, рівень яких лежить під дном зони провідності на відстані $E_t = 80 \text{ меВ}$, концентрація пасток становить $N_t = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а градієнт концентрації $a = 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-4}$. Вважалось, що генераційний струм $I_0 = qn_iWA/\tau_0$ протікає по однорідній частині переходу площею $A = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$, а час генерації τ_0 приймався рівним 10^{-8} с . ТАТ струм протікає по неоднорідній частині, загальна площа якої становить $2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$. Для його розрахунку

використовувалась формула (10). Відзначимо кореляцію між значеннями енергетичного положення пасток, знайдених із вимірювань кінетики фотопровідності та ВАХ фотодіодів. Відмінності для концентрації пасток та градієнту концентрації пояснюється тим, що у фотодіодах їх значення характеризує ОПЗ, а не вихідний матеріал.

Важливою особливістю ІЧ фотодіодів на основі вузькощілинних напівпровідників HgCdTe, InSb, InAs є залежність ТАТ струму від технології їх виготовлення, тому в літературі існує значний розкид експериментальних значень параметрів, які визначають його величину та функціональну залежність від прикладеної напруги. Наприклад, у довгохвильових HgCdTe фотодіодах, виготовлених на підкладках з близькими електричними параметрами, флуктуація темного струму може становити декілька порядків величини [30]. При використанні епітаксійних плівок p -типу з концентрацією мілких акцепторів $N_A \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, концентрація пасток у фотодіодах змінюється у межах $0,1N_A - 10N_A$, а коефіцієнт C_p , який визначає темп теплової генерації дірок, змінюється від $\sim 10^{-4} \text{ см}^3/\text{с}$ до $\sim 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$. [22, 26, 36]. Більше того, немає однозначної точки зору щодо типу пасток (акцепторних або донорних), а також їх природи. Відзначається, проте, що однією із найбільш ймовірних причин розкиду параметрів фотодіодів, як одиночних, так і у складі багатоелементних фотоприймачів, можуть бути об'ємні та протяжні дефекти (виділення другої фази, преципітати, дислокації) в ОПЗ p - n переходу [37]. Отримані в роботі результати свідчать про можливість якісного та кількісного аналізу ВАХ у фотодіодах на середньохвильову ділянку, використовуючи теоретичні моделі транспорту носіїв, розроблені для довгохвильових HgCdTe фотодіодів. Обсяг експериментальних результатів для InSb та HgCdTe фотодіодів на середньохвильову ділянку спектра, значно менший у порівнянні з довгохвильовими, тому необхідність досліджень їх властивостей залишається актуальною задачею.

5. Висновки

Виконано аналіз теоретичних моделей транспорту носіїв заряду у інфрачервоних фотодіодах на основі вузькощілинних напівпровідників $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \sim 0,3$) та InSb. Досліджено зворотний струм

фотодіодів в залежності від прикладеного зміщення та температури в діапазоні 77–300 К. Встановлено температурні інтервали, при яких реалізується тунельний та тепловий механізм генерації носіїв заряду. Виходячи з аналізу експериментальних даних та теоретичних розрахунків можна зробити такі висновки:

- ТАТ струм фотодіодів визначає теплова генерація носіїв заряду при температурах $T > 120$ К та тунельна генерація при більш низьких температурах;
- у тепловій та тунельній генерації приймають участь декількох рівнів у забороненій зоні;
- ймовірною причиною ТАТ струму є пастки, зв'язані з дислокаціями, які перетинають ОПЗ p - n переходу;
- відсутня кореляція між концентрацією дислокацій у вихідному матеріалі та величиною ТАТ струму, тому можна припустити, що дислокації виникають на стадії виготовлення фотодіодів;
- для InSb фотодіодів розроблена модель неоднорідного переходу, у якій ТАТ струм зумовлюють ділянки з підвищеною концентрацією пасток акцепторного типу.

Дані дослідження були проведені частково за підтримки НАН України, проекти № 0123U100458 і № III-10-24.

ДОДАТОК

Зонні параметри $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

Для розрахунків зонних параметрів використовувались апроксимаційні формули, приведені в монографії [1]. Ширина забороненої зони, власна концентрація носіїв, високочастотна та статична діелектрична проникливість в залежності від складу x розраховувались за формулами

$$\begin{aligned} E_g(x) &= -0,302 + 1,93x - 0,81x^2 + 0,832x^3 + \\ &+ 5,3510^{-4}(1 - 2x), \\ n_i &= (5,585 - 3,82x + 0,001753T - 0,001364xT) \times \\ &\times 10^{14} E_g^{3/4} T^{3/2} \exp(-E_g/2kT), \\ \epsilon_\infty &= 15,2 - 15,6x + 8,2x^2, \\ \epsilon_0 &= 20,5 - 15,6x + 5,7x^2. \end{aligned}$$

Ефективна маса електронів та легких дірок приймалась рівною $m_e = m_{lh} = 0,071E_g m_0$, а важких дірок $m_{hh} = 0,55m_0$.

1. A. Rogalski. *Infrared Detectors*. 2nd edition (CRC Press, Taylor and Francis Group, 2011).

2. Xiaochuan Lyu. Recent progress on infrared detectors: Materials and applications. *Highlights Sci. Eng. Technol.* **27**, 191 (2022).
3. A. Rogalski, M. Kopytko, F. Dai, R. Jiang, F. Wang, W. Hu, P. Martyniuk. Infrared HOT material systems vs. Law 19 paradigm. *Measurement* **230**, 114495 (2024).
4. A. Sher, M.A. Berding, M. van Schilfgaarde, An-Ban Chen. HgCdTe status review with emphasis on correlations, native defects and diffusion. *Semicond. Sci. Technol.* **6**, 59 (1991).
5. *Mercury Cadmium Telluride: Growth, Properties and Applications*. Edited by P. Capper and J. Garland (Wiley, 2011).
6. Z. Tsybrii, Yu. Bezsmolnyy, K. Svezhentsova et al. HgCdTe/CdZnTe LPE epitaxial layers: From material growth to applications in devices. *J. Crystal Growth* **529**, 125295 (2020).
7. A. Sukach, V. Tetyorkin, A. Voroschenko, A. Tkachuk et al. Carrier transport mechanisms in InSb diffused p - n functions. *SPQEO* **17** (4), 325 (2014).
8. V. Tetyorkin, Z. Tsybrii, A. Tkachuk, M. Vuichyk, K. Svezhentsova, A. Yevmenova, N. Dmytruk. Passivation of InSb and HgCdTe infrared photodiodes by polycrystalline CdTe. *J. Electron. Mater.* **52**, 7337 (2023).
9. M. Vallone, M.G.C. Alasio, A. Tibaldi, F. Bertazzi, S. Hanna, A. Wegmann, D. Eich, H. Figgemeier, G. Ghione, M. Goano. Exploring optimal dark current design in HgCdTe infrared barrier detectors: A TCAD and semi-analytic investigation. *IEEE Photonics J.* **16** (1), 6800208 (2024).
10. W. Shockley, W.T. Read W.T. Jr. Statistics of the recombination of holes and electrons. *Phys. Rev.* **87** (5), 835 (1952).
11. S.M. Sze. *Physics of Semiconductors Devices*. 2nd edition (Wiley, 1981).
12. C.T. Sah, R.N. Noyce, W. Shockley. Carrier generation and recombination in p - n junctions and p - n junction characteristics. *Proc. IRE* **45**, 1228 (1957).
13. V. Tetyorkin, A. Sukach, A. Tkachuk. InAs infrared photodiodes. In: *Advanced in Photodiodes*. Edited by G.-F. Dalla Betta (Intech, 2011).
14. A.V. Sukach, V.V. Tetyorkin, A.I. Tkachuk. Electrical properties of InSb p - n junctions prepared by diffusion method. *SPQEO* **19** (3), 295 (2016).
15. Y. Nemirovsky, D. Rosenfeld, R. Adar, A. Kornfeld. Tunneling dark currents in HgCdTe photodiodes. *J. Vac. Sci. Technol. A* **7** (2), 528 (1989).
16. Y. Nemirovsky, A. Unikovskiy. Tunneling and $1/f$ noise currents in HgCdTe photodiodes. *J. Vac. Sci. Technol. B* **10** (4), 1602 (1992).
17. I.Y. Wong. Effect of trap tunneling on the performance of long-wavelength $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ photodiodes. *IEEE Trans. ED* **27**, 48 (1980).
18. M.E. Raikh, I.M. Ruzin. Fluctuation mechanism of excess tunneling current in reverse-biased p - n junctions. *Fiz Tekhn. Poluprovod.* **19** (7), 1217 (1985) (in Russian).
19. D.K. Schroder. *Semiconductor Material and Device Characterization* (Wiley, 2008).

20. V. Gopal, S. Gupta. Effect of dislocations on the zero-bias resistance-area product, quantum efficiency, and spectral response of LWIR HgCdTe photovoltaic detectors. *IEEE Trans ED* **50** (5), 1220 (2003).
21. W.W. Anderson. Tunnel contribution to $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ and $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ p - n junction diode characteristics. *Infrared Phys.* **20**, 353 (1980).
22. Y. Nemirovsky, R. Fastow, M. Meyassed, A. Unkovsky. Trapping effects in HgCdTe. *J. Vac. Sci. Technol. B* **9** (3), 1829 (1991).
23. W.W. Anderson, H.J. Hoffman. Field ionization of deep levels in semiconductors with applications with $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ p - n junctions. *J. Appl. Phys.* **53** (12), 9130 (1992).
24. D.K. Blanks, J.D. Beck, M.A. Kinch, L. Colombo. Band-to-band tunnel processes in HgCdTe: Comparison of experimental and theoretical studies. *J. Vac. Sci. Technol. A* **6** (4), 2790 (1988).
25. R. Krishnamurthy, M.A. Berding, H. Robinson, A. Sher. Tunneling in long-wavelength infrared HgCdTe photodiodes. *J. Electron. Mat.* **35** (5), 1399 (2005).
26. D. Rosenfeld, G. Bahir. A model of the trap-assisted mechanism in diffused and implanted n^+ - p HgCdTe photodiodes. *IEEE Trans. ED* **39** (7), 1638 (1992).
27. A. Unikovskiy Y. Nemirovsky. Trap-assisted tunneling in mercury cadmium telluride photodiodes. *Appl. Phys. Lett.* **61** (3), 330 (1992).
28. A.V. Sukach, V.V. Tetyorkin, A.I. Tkachuk. Carrier transport mechanisms in reverse biased InSb p - n junctions. *SPQEO* **18** (3), 267 (2015).
29. V. Tetyorkin, A. Sukach, A. Tkachuk. Infrared photodiodes on II–VI and III–V narrow-gap semiconductors. In: *Photodiodes – From Fundamentals to Applications. Edited by Ilgu Yun* (INTECH, 2012).
30. A. Zemel, I. Lukomsky, E. Weiss. Mechanism of carrier transport across the junction of narrow band-gap planar n^+ - p HgCdTe photodiodes grown by liquid-phase epitaxy. *J. Appl. Phys.* **98**, 054504 (2005).
31. A.V. Sukach, V.V. Tetyorkin, N.M. Krolevic. Tunneling current via dislocations in InAs and InSb infrared photodiodes. *SPQEO* **14**, 416 (2011).
32. R.A. Laff, H.Y. Fan. Carrier lifetime in indium antimonide. *Phys. Rev.* **121**, 53 (1961).
33. J.E.L. Hollis, C. Choo, E.L. Heasell. Recombination centers in InSb. *J. Appl. Phys.* **35**, 1626 (1967).
34. V. Tetyorkin, A. Tkachuk., I.G. Lutsyshyn. Recombination and trapping of excess carriers in n -InSb. *Ukr. J. Phys.* **69**, 45 (2024).
35. W. He, Z. Celik-Butler. $1/f$ noise and dark current components in HgCdTe MIS infrared detectors. *Solid-State Electron.* **39**, 127 (1996).
36. I.M. Baker, C.D. Maxey. Symmetry of HgCdTe 2D array technology in the U.K. *J. Electron. Mater.* **30**, 682 (2001).

Одержано 28.08.24

V. Tetyorkin, Z. Tsybrii, V. Slipokurov,
A. Yevmenova, K. Andriieva, O. Kosulya

MODELING OF THE MECHANISMS OF CHARGE CARRIER TRANSPORT IN HgCdTe AND InSb PHOTODIODES IN THE 3–5- μm SPECTRAL INTERVAL

An important problem for HgCdTe and InSb photodiodes is the excess dark current, which dominates at operating reverse bias voltages and exceeds the generation-recombination current in the space charge region. As a rule, the excess current has the bulk and surface components and causes the $1/f$ -type low-frequency noise, which affects the ampere-watt sensitivity and detectivity of photodiodes. In most performed studies, the tunnel nature of the excess current and its connection with the manufacturing technology of initial materials and photodiodes are noted. Using theoretical models, dark current calculations have been performed, and their results have been compared with experimental results obtained from the studies of photodiodes based on epitaxial films of p - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \approx 0.3$) and single crystals n -InSb. A conclusion is drawn that the structure of the sensitive region in photodiodes manufactured making use of ion implantation and diffusion methods is more complicated than that in existing models. Therefore, the latter can be used as a first approximation for the qualitative and quantitative explanations of experimental results.

Keywords: IR photodiodes, HgCdTe, InSb, charge carrier transport mechanisms, dark current simulation.